

陸惑星における完全蒸発状態の発生 に関する大気大循環モデル実験

吉田 哲治

学籍番号：20183074

* * * * *

惑星宇宙グループ 石渡研究室 所属

指導教員：石渡 正樹

* * * * *

2020年01月30日

要旨

系外惑星とは太陽系外の恒星系に属する惑星である。系外惑星には多様な質量、惑星半径、公転半径のものが存在する。その中には地球程度の質量をもつ惑星も多く存在している。それらの中には岩石を主成分とする地球型惑星も多く存在している。地球的な生命を想定すると、惑星表層に水が存在する場合惑星の生命存在可能性が期待される。惑星表層における水が存在する条件を考察することは重要であるため、地球型の系外惑星の気候推定のために多くの数値実験が行われてきた。

Abe et al. (2011, 以下では AASZ2011) は系外惑星の気候推定の研究の 1 つである。彼らは大気大循環モデル (GCM) を用いて陸惑星の気候推定を行った。陸惑星とは地球に比べて惑星表層に非常に少量の水をもつ惑星である。AASZ2011 によると、陸惑星は表層を海で覆われた惑星 (水惑星) よりも大きい太陽放射吸収量において惑星表層に水を維持できる。もし太陽放射吸収量が 415 W/m^2 の閾値を超えると、惑星表層の全ての水は蒸発する。

本研究では、陸惑星における完全蒸発状態の発生について考察する。本研究の当初の目的は陸惑星における完全蒸発状態発生の自転軸傾斜角・自転角速度依存性の調査であった。しかし、再現実験で完全蒸発状態が発生しない可能性があることが分かってきた。そのため、本研究の目的は陸惑星における完全蒸発状態の発生に関する再考とする。

本研究で用いた GCM は DCPAM5(<http://www/gfd-dennou.org/library/dcpam/>) である。基礎方程式系はプリミティブ方程式系である。放射過程としては地球的な放射設定となっている。モデルでは鉛直乱流過程、積雲対流過程、大規模凝結過程が考慮されている。

水平解像度は T21、鉛直レベルの数は 26 とした。太陽定数 S の値は $S=1365, 1900, 2400, 3600 \text{ W/m}^2$ とした。惑星の自転軸傾斜角と離心率は共に 0 とした。惑星半径、自転角速度、重力などは地球と同じ値とした。惑星表面の条件としては 2 つの条件を用いる。1 つは水惑星条件と呼ぶ惑星表層が swamp ocean 設定で覆われた条件。もう 1 つは陸惑星条件と呼ぶ惑星表層がバケツモデル設定で覆われた条件。初期状態としては 2 つの条件を用いる。1 つは水惑星条件で $S=1365 \text{ W/m}^2$ とした統計的平衡状態。もう 1 つは水惑星条件で $S=2000 \text{ W/m}^2$ とした暴走温室非平衡状態。

全ての陸惑星条件実験において、完全蒸発状態が発生しない統計的平衡解が得られた。これは赤道域が乾燥し、惑星放射量が制限されないためである。 $S=2400 \text{ W/m}^2$ 、陸惑星条件実験の結果ではほとんど全ての水が土壌に存在し、完全蒸発が起らないという結果が示された。2000 日目の惑星放射吸収量の値は 450 W/m^2 となっている。この値は AASZ2011 で示された完全蒸発が発生する閾値を超えている。初期状態依存性の確認のため、初期

状態として暴走温室非平衡状態を用いた実験を実施した。この実験でも完全蒸発状態は発生していない。太陽定数が増加した場合完全蒸発が発生するかどうかを確認するため、 $S=3600 \text{ W/m}^2$ 、陸惑星条件実験を実施した。同様にこの実験でも完全蒸発状態は発生していない。このとき太陽放射吸収量の値は 670 W/m^2 となり、AASZ2011 の閾値を大きく超えている。

陸惑星条件実験では、地球のものと似たハドレー循環とフェレル循環が起きている。水循環に関して言えば、降水は蒸発の起こる領域のみで起こり、赤道域と極域で起きている。水蒸気はほとんど水平移流されない。わずかな量の水が赤道域に存在するのを除いて、ほぼすべての水は極域に局在化している。極域に水が保持される理由としては惑星の自転軸傾斜角が 0 であるために極域の温度が低いままであることが考えられる。

以上の結果から AASZ2011 で得られた閾値よりもかなり大きい太陽放射吸収量の値でも惑星表層に液体の水が保持される可能性があることを示している。完全蒸発状態が発生しない 1 つの理由は極域の温度が低いまま維持されていることが挙げられる。今後は自転軸傾斜角を変化させ、完全蒸発状態が発生する条件を考慮することが必要だろう。

目次

第1章	はじめに	4
第2章	モデル	7
2.1節	支配方程式	7
2.2節	離散化とパラメタリゼーション	8
2.3節	実験設定	10
第3章	結果	12
3.1節	統計的平衡状態の判定	12
3.2節	大気循環の描像	13
3.3節	水循環の様子	14
3.4節	完全蒸発状態の発生について	18
第4章	まとめ	20

第1章 はじめに

系外惑星とは太陽系外の恒星系に属する惑星である。系外惑星には様々な質量, 惑星半径, 公転半径などをもつものが存在する (<http://exoplanets.org/>)。系外惑星の中には地球と同程度の質量のものも存在し, 主成分を岩石とした岩石惑星も存在すると思われる (図1)。そうした岩石惑星では地球と同様に液体の水が惑星表層に存在する可能性がある。惑星表層に液体の水が存在する場合, 地球的生命が惑星に存在することが期待される。そのため, 岩石惑星の惑星表層に液体の水が存在するかは重要な問題と言える。そのような背景から, 生命存在可能性の検討を念頭に置いた気候推定が行われている (Noda et al., 2017; Ishiwatari et al., 2007 など)。

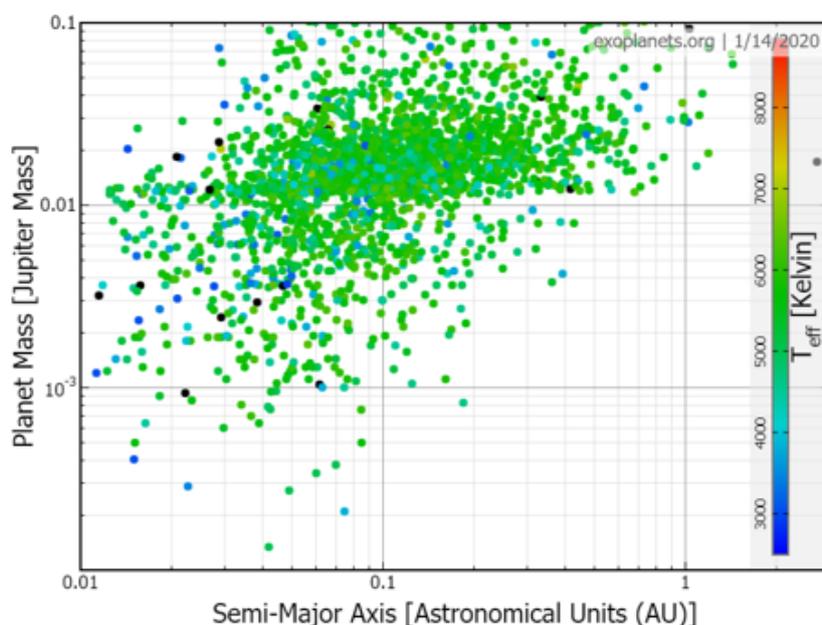


図1. 系外惑星の散布図. 横軸は公転の長軸半径, 縦軸は惑星質量. 地球程度の質量をもつ惑星も多く存在する.

Abe et al. (2011, 以下 AASZ2011) は, 系外惑星の1つの姿だと考えられる陸惑星の気候に関する大気大循環モデル実験を行った。陸惑星とは, 地球に比べて表層に存在する水が極端に少なく, 表面が水を含んだ土壌で覆われている惑星である。AASZ2011 で用いられたモデルは CCSR/NIES AGCM5.4g (Numaguti, 1999) である。地球設定から, 海洋・地形・植生を除き, 円軌道と自転軸傾斜角 0 としている。惑星表面の陸水循環やオゾンの放射に対する寄与は除いている。各過程や過程で用いられるパラメータは地球設定である Numaguti

et al. (1999) のものと同様である. AASZ2011 は陸惑星において, 太陽放射吸収量が 415 W/m^2 に達するまで惑星表層に少量ながらも液体の水が存在することを示した. この太陽放射吸収量の値を閾値と呼ぶ. そして, AASZ2011 は閾値を超えると惑星表層の水が全て蒸発する完全蒸発状態が得られることを示した. 惑星全体が水で覆われた水惑星の場合, 太陽放射吸収量が $330\text{--}350 \text{ W/m}^2$ を超えると暴走温室状態が発生し, 液体の水は存在できなくなる (図 2, Nakajima et al., 1992; Ishiwatari et al., 2002). 陸惑星の赤道域は乾燥しているため, Nakajima et al. (1992) で示される射出限界以上の放射が可能であり, そのため, AASZ2011 では陸惑星が水惑星よりも大きな太陽定数の値でも放射平衡となりうるとしている (図 3). そのため, 陸惑星は水惑星よりも広い太陽定数の範囲で表面に液体の水を有し, 惑星の生命存在可能性を考察する上で重要な対象であるといえる.

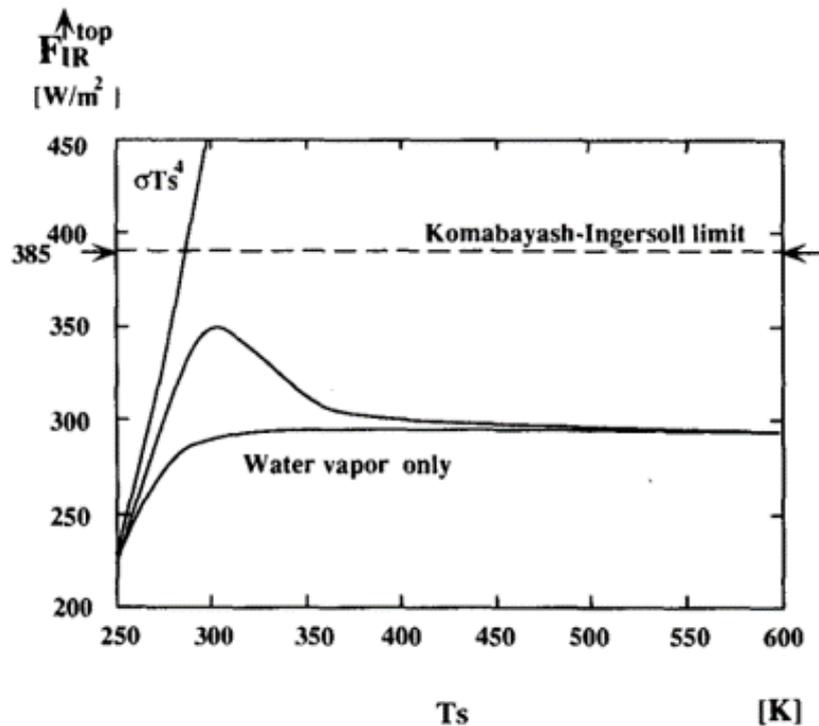


図 2. 表面温度 T_s と大気上端の上向き惑星放射 $F_{IR}^{\uparrow top}$ の関係を示した図 (Nakajima et al. 1992, Fig 3). $T_s = 300$ 程度で $F_{IR}^{\uparrow top} = 350$ 程度の極大値をもつ実線が放射対流平衡モデルの解. 惑星放射は極大値よりも大きな値とはならず, この極大値を射出限界と呼ぶ.

本研究では, 当初, 陸惑星において完全蒸発状態が発生する条件の自転軸傾斜・自転角速度依存性及び初期条件依存性を調査することを目指していた. しかし, AASZ2011 と同様の設定を用いた再現実験を実施したところ, AASZ2011 で示された臨界値を超えても完全蒸

発状態が発生しない可能性があることが分かってきたので, その報告を行う.

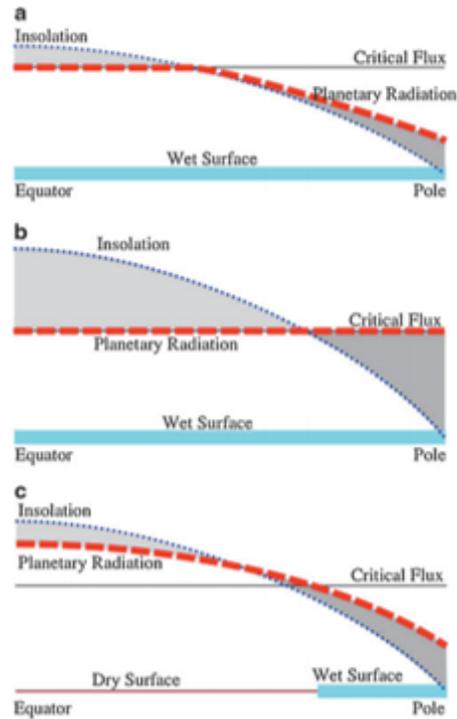


図 3. 緯度の関数として入射と惑星放射を描いた模式図 (Abe et al. 2011, Fig 5). a は水惑星において赤道で射出限界, 極域でそれより小さい惑星放射である場合の入射 (青点線), 惑星放射 (赤破線), 射出限界 (黒実線) を示した図. b は水惑星において惑星放射が赤道から極まで射出限界に達した状態を示した図. c は陸惑星において赤道域の惑星放射が射出限界を超えた場合を示した図. 陸惑星の低緯度域は乾燥しているため, 低緯度域での惑星放射が射出限界を超える.

第2章 モデル

本研究で用いたモデルは地球流体電脳倶楽部が設計・開発する DCPAM(Dennou-Club Planetary Atmospheric Model, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>) である。今回用いた DCPAM は dcpam5-20180304-2 バージョンである。DCPAM は大気大循環を計算するモデルであり、基礎方程式はプリミティブ方程式系である。力学過程と、物理過程として放射過程、鉛直乱流過程、積雲対流過程、大規模凝結過程が含まれる。時間積分の順番としては陰解法によって力学過程、放射過程、鉛直乱流過程の時間変化を同時に解く。その後、順々に仮の場の物理量が決まった後に調節的な物理過程である積雲対流過程と大規模凝結過程による時間変化を求める。

2.1 節 支配方程式

以下に直交直線座標における DCPAM の基礎方程式系を示す。

- 状態方程式

$$p^d + p^v = (\rho^d R^d + \rho^v R^v) T \quad (1)$$

p^d :乾燥成分の分圧, p^v :水蒸気の分圧, ρ^d :乾燥成分の密度, R^d :乾燥成分の気体定数, ρ^v :水蒸気の密度, R^v :水蒸気の気体定数, T :気体の温度。

- 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j) = 0 \quad (2)$$

ρ :気体の密度, v_j :風速の各成分。

- 水蒸気の式

$$\frac{\partial \rho^v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^v v_j) = S \quad (3)$$

S :水蒸気の単位時間単位体積あたりに生成・消滅する質量。

- 運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \Phi^*}{\partial x_i} = \mathcal{F}'_i \quad (4)$$

v_i :風速の各成分, p :全圧, σ_{ij} :粘性応力テンソル, Φ^* :惑星の引力によるポテンシャル, \mathcal{F}'_i :その他の外力項。

- 熱力学の式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon v_j) = -p \frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \sigma_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \rho Q \quad (5)$$

ε : 単位密度あたりの内部エネルギー, Q : 単位時間単位密度あたりの外部からの加熱量.

支配方程式系では上式を回転系, 緯度経度座標, σ 座標へ変換している. そのため独立変数は以下のようなになる.

$$\varphi: \text{緯度 [deg.]}, \quad (6)$$

$$\lambda: \text{経度 [deg.]}, \quad (7)$$

$$\sigma \equiv p/p_s: \text{地表気圧で規格化された圧力}, \quad (8)$$

$$t: \text{時間 [s]}. \quad (9)$$

このとき, 緯度は Gauss 緯度, 経度は等間隔の経度, 鉛直には Arakawa and Suarez (1983) に基づいた鉛直レベルをとっている. また, 静水圧近似が適用できる, 大気は惑星の半径に比べて十分小さいという仮定を置いている. 以上より, 支配方程式の予報変数は以下のようなになる.

$$\pi(\varphi, \lambda) \equiv \ln p_s \quad (10)$$

$$T'(\varphi, \lambda, \sigma): \text{気温基本場からの擾乱 [K]} \quad (11)$$

$$q(\varphi, \lambda, \sigma): \text{比湿 [kg/kg]} \quad (12)$$

$$\zeta(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right): \text{渦度 [/s]} \quad (13)$$

$$D(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right): \text{発散 [/s]} \quad (14)$$

これらの物理量から診断的に東西風 u やジオポテンシャル高度 Φ , 鉛直速度 $\dot{\sigma}$ などの物理量が求まる. 支配方程式の導出や仮定の詳しい内容は DCPAM のドキュメント [7] を参照してほしい.

2.2 節 離散化とパラメタリゼーション

離散化とは連続なものを不連続なもので表すことを指し, 微分方程式を数値計算するにあたり必要な手順である. パラメタリゼーションとはモデルの解像度で表現できない小さなスケールで起こる物理を評価する方法である. 以下では DCPAM で考慮されている過程においてどのような離散化とパラメタリゼーションが用いられているかを書く.

2.2.1 力学過程

力学過程は各方程式の外力項以外の項を指しており、水平離散化は Bourke (1988) に従ったスペクトル変換法を、鉛直差分は Arakawa and Suarez (1983) に従った差分を用いている。擬スペクトル法とは、物理量の空間微分を球面調和函数展開した物理量の微分によって評価することである。

2.2.2 放射過程

放射過程は熱力学の式の外力項 ρQ のうち放射による影響を考慮するものであり、k 分布法、1 パラメータスケールリング法、表参照法を吸収線や物質に応じて使い分けて計算している (Chou et al., 2001; Chou and Kouvaris, 1991)。今回用いた設定は地球放射設定と呼ばれ、放射活性な物質に H_2O (水雲, 氷雲を含む), CO_2 , N_2O , CH_4 を想定したものである。本研究では、DCPAM5 におけるデフォルト値である $369 \cdot 10^{-6}$, $316 \cdot 10^{-6}$, $1751 \cdot 10^{-6}$ をそれぞれ用いている。

2.2.3 鉛直乱流過程

鉛直乱流過程は各方程式の外力項 $S, F'_i, \rho Q$ のうち、乱流拡散によって鉛直方向に拡散される影響を考慮するものである。大気上端においてはそれぞれのフラックスを 0 とする。内部大気における鉛直拡散は Mellor and Yamada level 2.5 と呼ばれる方法で計算される (Mellor and Yamada, 1982)。地表面においてはバルク法と呼ばれる方法で計算される (Beljaars and Holtslag, 1991; Beljaars, 1994)。本研究では上記のスキームを用いた。

2.2.4 積雲対流過程

積雲対流過程は各方程式の外力項のうち、鉛直の大気構造の不安定の解消によって起こる大気混合の影響を考慮したものである。本研究では、DCPAM5 に実装されている氷相を含む Relaxed Arakawa-Schubert 積雲パラメタリゼーションを用いた。

2.2.5 大規模凝結過程

大規模凝結過程は空気塊が過剰な水を含んだ場合、水蒸気が凝結、凝固する影響を考慮するものである。凝結に関わるエネルギーの保存則、質量保存則から凝結量を考慮する。本研究では氷相を含む Le Treut and Li (1991) の非対流性凝結を用いた。

2.3 節 実験設定

本研究では主に表層条件, 太陽定数, 初期状態, 総水量, 自転軸傾斜角の5つに着目した. 実施した実験を表1に示す.

表1: 実験設定を示したもの. 実験名は表面条件, 太陽定数, 初期状態, 自転軸傾斜角を識別出来るようにつけている.

実験名	表層条件	太陽定数 [W/m ²]	初期状態	総水量 [kg/m ²]	自転軸 傾斜角	積分時間 [years]
E_S1365_IniWet_Ob23.4	earth	1365	等温状態	∞	23.4	
E_S1365_IniWet_Ob0	earth	1365	等温状態	∞	0	
A_S1365_IniWet_Ob0	swamp	1365	等温状態	∞	0	15
A_S1365_IniWet_Ob23.4	swamp	1365	等温状態	∞	23.4	
A_S2000_IniWet_Ob0	swamp	2000	等温状態	∞	0	25
L_S1365_IniWet_Ob0	bucket	1365	等温状態	400	0	
L_S1900_IniWet_Ob0	bucket	1900	A_S1365_IniWet_Ob0	400	0	80
L_S2400_IniWet_Ob0	bucket	2400	A_S1365_IniWet_Ob0	400	0	155
L_S2400_IniWet_Ob10	bucket	2400	L_S2400_IniWet_Ob0	400	10	
L_S2400_IniWet_Ob23.4	bucket	2400	L_S2400_IniWet_Ob0	400	23.4	
L_S2400_IniRun_Ob0	bucket	2400	A_S2000_IniWet_Ob0	400	0	
L_S2400_IniDry_Ob0	bucket	2400	等温状態	0	0	10
L_S3600_IniWet_Ob0	bucket	3600	L_S2400_IniWet_Ob0	400	0	5

表層条件には2つの条件を考慮している. 1つは水惑星を想定した swamp ocean 条件である. swamp ocean 条件とは表面温度の計算の際に熱容量を0として計算し, 海洋での運動を陽には考慮せず, 惑星表層から無限に水が供給される条件である. もう1つは陸惑星を想定した bucket model である. bucket model とは各格子点に水または雪が溜まる設定であり, その時間変化はそれぞれのフラックスで決まる. そのため, 時間積分の際に初期値として与えた水の総量が変わることはない.

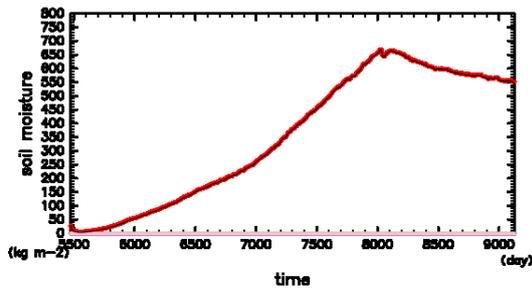
初期状態には4つの状態を用いる. 1つ目は等温状態で, 全球の温度がほぼ一様で, わずかな擾乱が存在する状態である. 2つ目は実験 A_S1365_IniWet_Ob0 の結果であり, 大気が湿潤な統計的平衡解となっている (図). 3つ目は実験 A_S2000_IniWet_Ob0 の結果であり, 水の温室効果によって暴走温室状態となり, 大気の温度と水蒸気量が連続的に増加している暴走温室非平衡解となっている (図 4a). 初期状態として用いる場合には水平平均した鉛直積分大気水蒸気量が 400 kg/m² となるような解を用いた. GCM 実験において惑星が暴走温室状態にある場合, 大気の温度と水蒸気量の連続的な上昇が見られるはずであるが, 実験

A_S2000_IniWet_Ob0 では 8031 日目に dt を短くしてから大気の水蒸気量が減少している。ただし、暴走温室状態の特徴である惑星放射量がほぼ南北一様となることは確認されたため本研究では暴走温室非平衡解として用いた。4 つ目は実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の結果であり、 $S=2400$ を与え、陸惑星条件の場合の統計的平衡解である (図 5b)。これは太陽定数が大きい実験において、統計的平衡となるまでの積分時間を短くするためである。

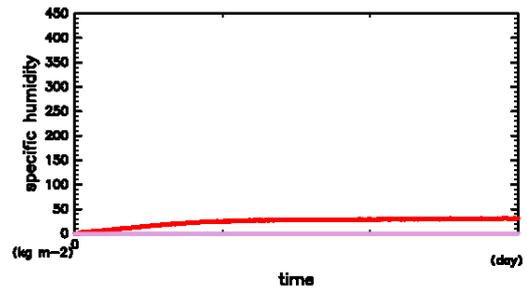
実験 L_S2400_IniDry_Ob0 以外の陸惑星実験では、惑星に存在する総水量は AASZ2011 で示された実験のうちの 1 つと同等な 400 kg/m^2 とした。

数値積分はそれぞれの実験が平衡に達したと思われた時点から 1 年以上積分している。平衡に達していない可能性があるものは表 1 中の積分時間を ●* と表記している。

自転軸傾斜角を変更した実験を行った理由は後程説明する。



(a) 実験 A_S2000_IniWet_Ob0 の結果.



(b) 実験 A_S1365_IniWet_Ob0 の結果.

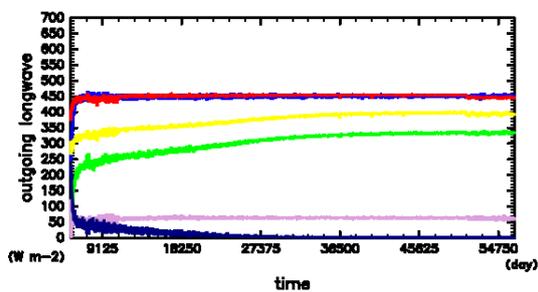
図 4. 水平平均した物理量の時間変化を示す図. 横軸は時間 [days] である. 縦軸は水平平均した水量 [kg/m^2] である. それぞれ総量 (黒), 鉛直積分大気水蒸気量 (赤), 鉛直積分雲水・雲氷量 (桃) を示している.

第3章 結果

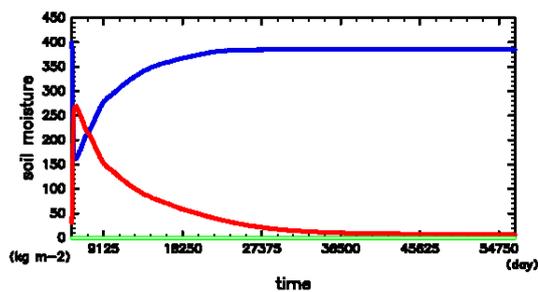
本章では計算の結果から陸惑星における完全蒸発状態の発生がどのような物理で起こるのかについて検証していく。

3.1 節 統計的平衡状態の判定

ここでは実験の結果が統計的平衡状態であるかの判断と物理量の時間変化について考察する。実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の物理量の時間変化は図5に示されている。実験結果の物理量のうち、OLR(大気上端からの惑星放射), OSR(大気上端への恒星放射), SLR(惑星表面からの惑星放射), SSR(惑星表面への恒星放射), Sens(惑星表面からの顕熱), Evap(惑星表面からの潜熱), SoilMoist(惑星表層の水分量), VertIntQH2OVap(鉛直積算水蒸気量), SurfSnow(惑星表面の積雪量)を水平平均し、1年間の時間変化が微小となった時点で統計的平衡状態としている。全ての実験で前述した統計的平衡状態と達していることは確認している。



(a) 縦軸はエネルギーフラックス [W/m^2] である。実線はそれぞれ OLR(青), OSR(赤), SSR(黄), SLR(緑), Sens(桃), Evap(紺) である。



(b) 縦軸は水量 [kg/m^2] である。実線はそれぞれ土壌水分(青), 鉛直積算水分(赤), 雲水・雲氷(緑・白) である。

図5. 実験 L_S2400_IniWet_Ob0 における水平平均した物理量の時間変化。横軸は時間 [days] である。縦軸は各図によって異なる。図の左端が実験 L_S2400_IniWet_Ob0 を開始した時刻 5475 day である。

3.2 節 大気循環の描像

ここでは実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の実験結果を見ることで、陸惑星における基本的な大気循環の様子を考察する。図 6 では実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の結果のうち時間積分の最後の 1 年を時間平均し、東西平均した物理量の子午面分布を描いている。実験 A_S1365_IniWet_Ob0, L_S1365_IniWet_Ob0, L_S1900_IniWet_Ob0, L_S3600_IniWet_Ob0 の結果を用いた同様の図が図 7-10 である。図 6a より陸惑星の大気循環は赤道から緯度 30° までのセルと緯度 30° から極までのセルの 2 つのセルが北半球と南半球にそれぞれ存在するように見える。この循環がハドレー循環やフェレル循環、極循環のような地球的な循環と同じ原理で形成されているのかは現在調査中である。図 6b より北緯 30° から南緯 30° までの地表付近と赤道域上空以外では全て西風となっている。これはいわゆるジェットと呼ばれる風と思われる。このジェットは温度風関係を満たすように見える。地球のように傾圧不安定と共に起こるのかは現在調査中である。現在、解析が足りないために陸惑星実験におけるハドレー循環、フェレル循環、大気波動などが地球と同じ駆動力によるものなのか分からない。

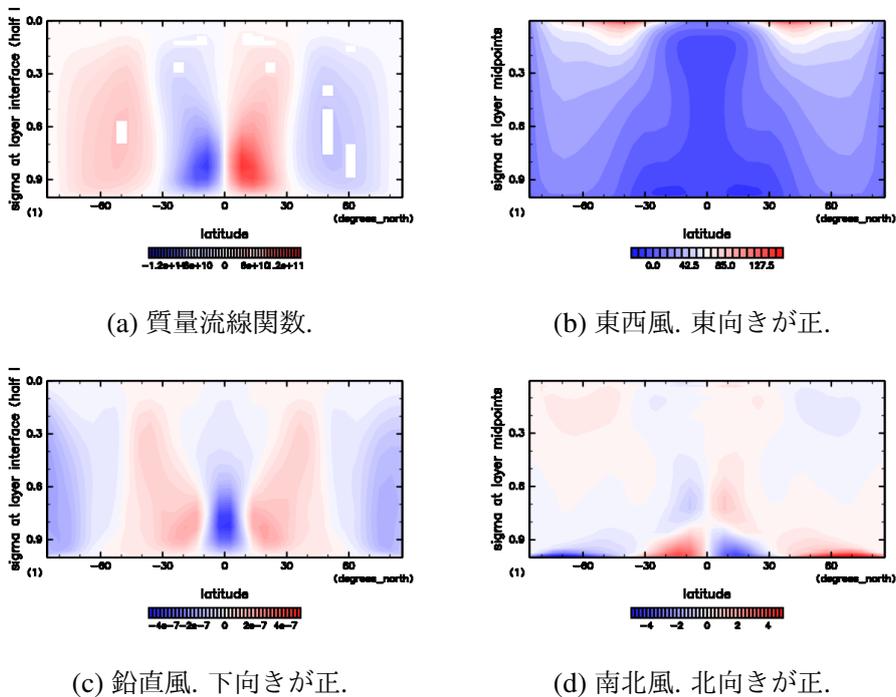


図 6. 実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の結果を年平均, 東西平均した物理量の子午面分布. 縦軸は鉛直レベル, 横軸は緯度である. ハドレー循環とフェレル循環らしきものが見られる.

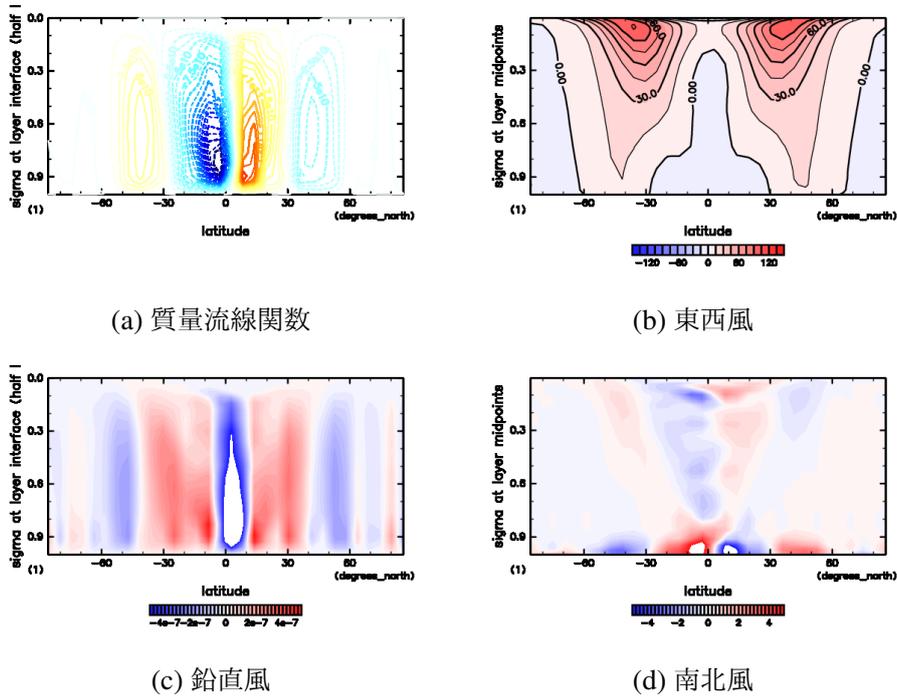


図7. 実験 A_S1365_IniWet_Ob0 の結果を年平均, 東西平均した物理量の子午面分布. 図で示したものは図6と同じ.

3.3 節 水循環の様子

ここでは実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の統計的平衡状態における水循環の様子を見ていく. 図11は実験 L_S2400_IniWet_Ob0 における水循環に関わる物理量の子午面分布である. ほとんどの降水は赤道で起こり, 少量の降水が極域で起こる. 惑星表層からの水の蒸発も同様の地域で起こっている. 惑星表層の水は緯度 75° より極域に局在化している. 温度分布も同様に 75° より極側では 0°C 以下となっている. ただし, 大気温度が 360K 以上の赤道域で降水が起こっているのは要検討となる.

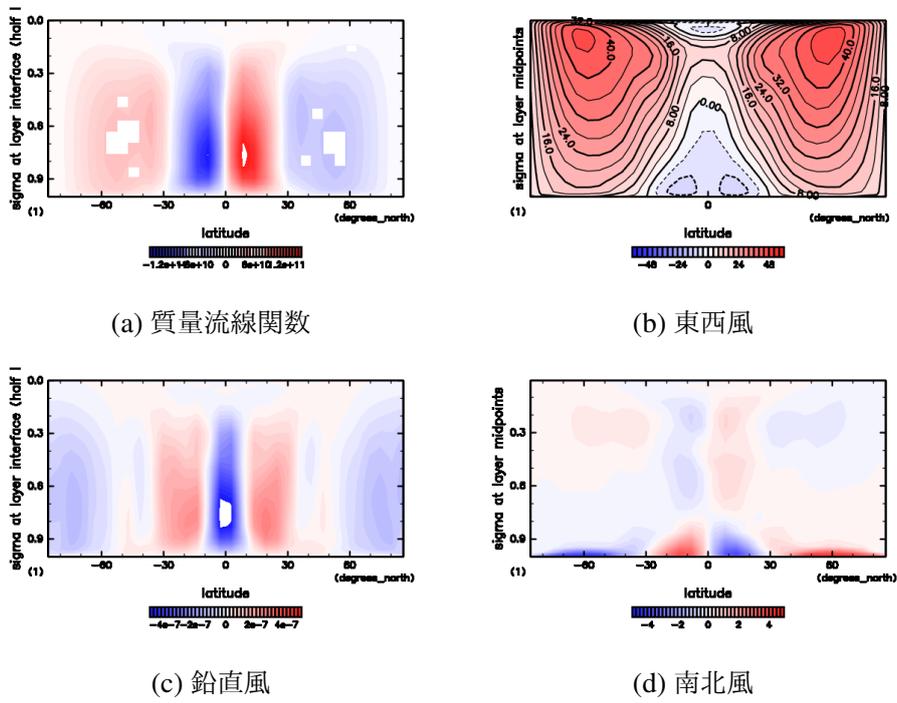


図 8. 実験 L_S1365_IniWet_Ob0 の結果を年平均, 東西平均した物理量の子午面分布. 縦軸は鉛直レベル, 横軸は緯度である. ハドレー循環とフェレル循環らしきものが見られる.

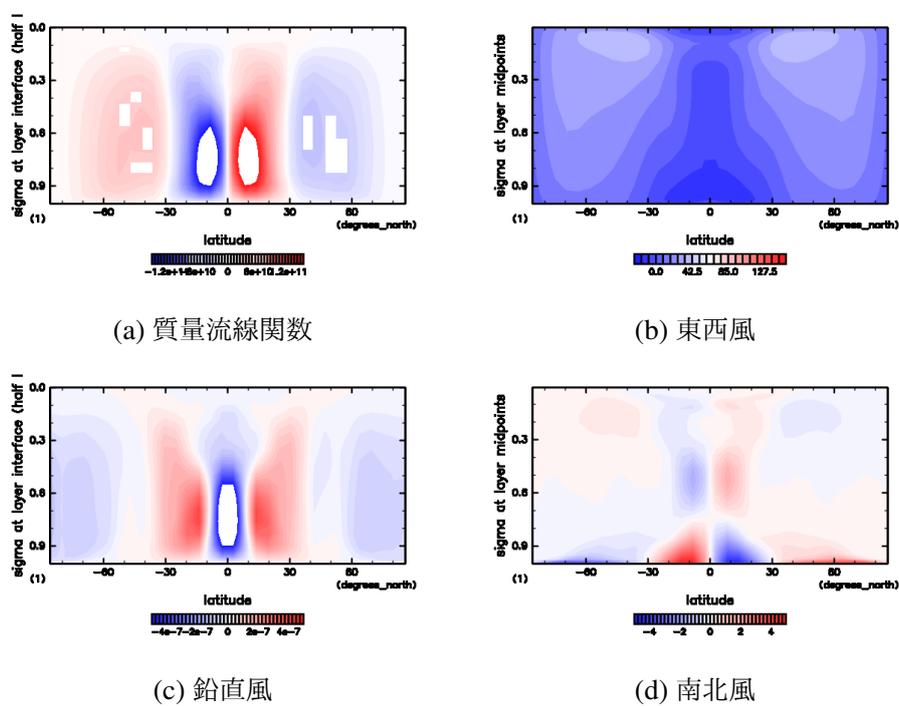


図9. 実験 L_S1900_IniWet_Ob0 の結果を年平均, 東西平均した物理量の子午面分布. 図で示したものは図6と同じ.

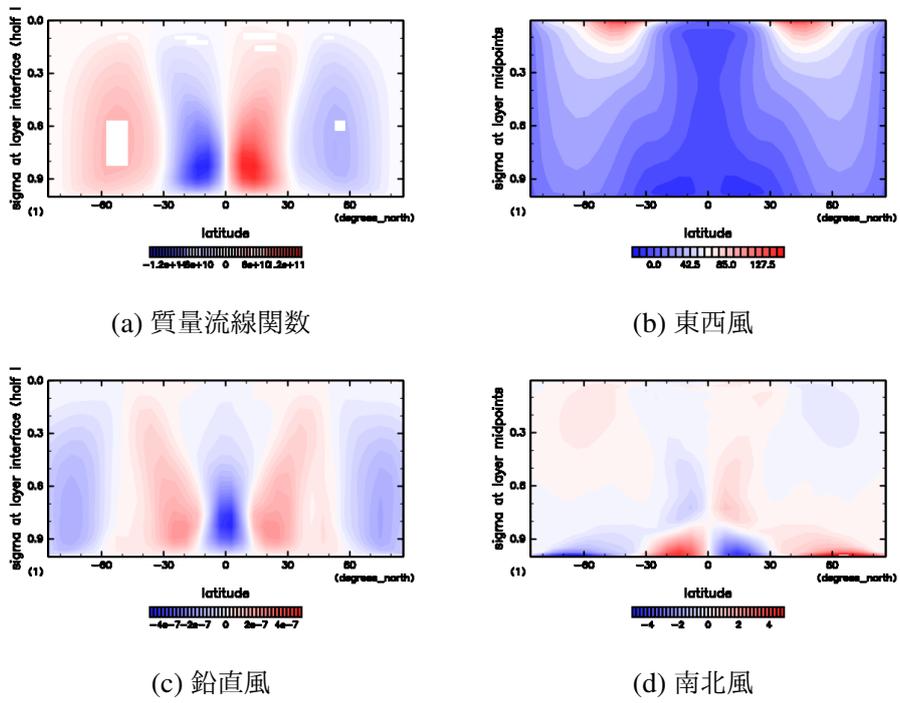


図 10. 実験 L_S3600_IniWet_Ob0 の結果を年平均, 東西平均した物理量の子午面分布. 図で示したものは図 6 と同じ.

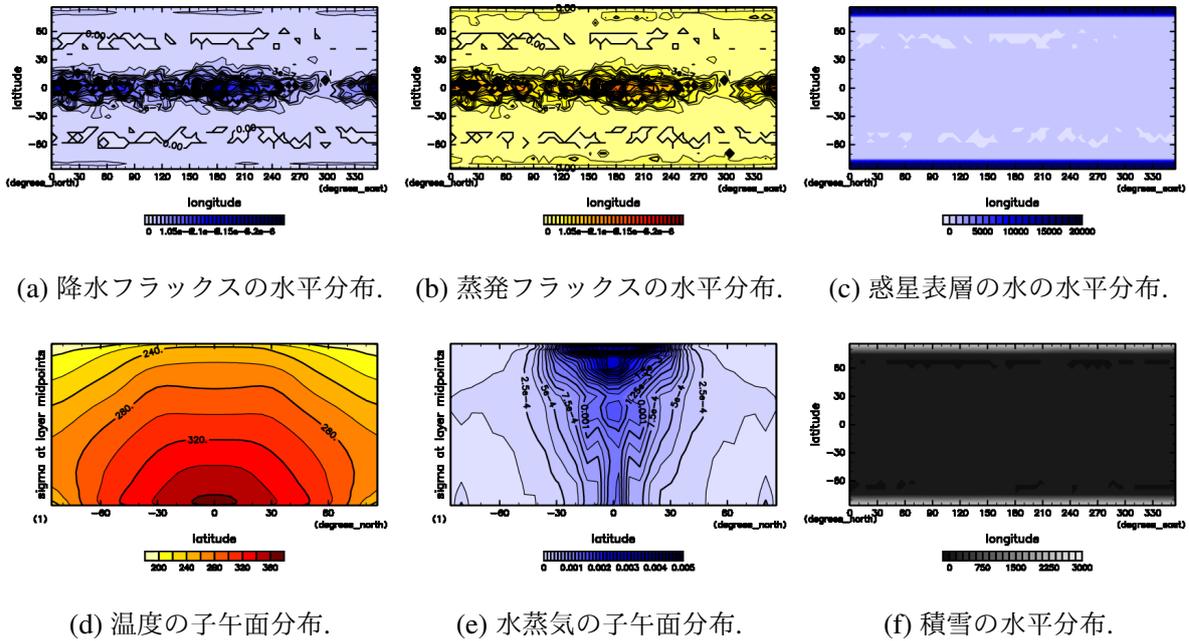
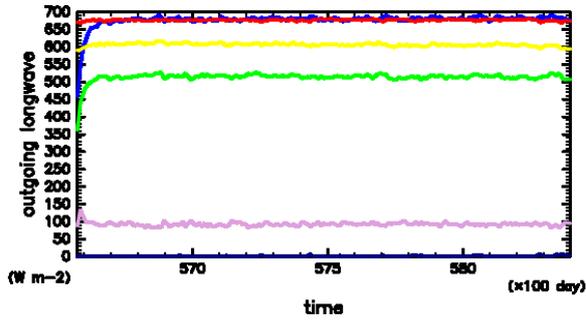


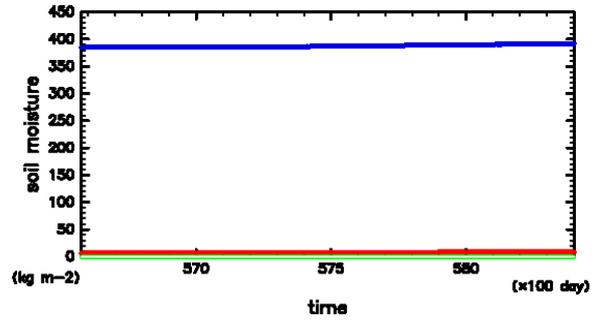
図 11. 実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の解における年平均した物理量の分布である. 図によって縦軸と横軸は異なる.

3.4 節 完全蒸発状態の発生について

ここでは実験 L_S2400_IniWet_Ob0 と実験 L_S3600_IniWet_Ob0 の結果を比較しながら陸惑星における完全蒸発状態の発生について考察する. 図 5 を見てわかるように, 実験 L_S2400_IniWet_Ob0 の統計的平衡状態において完全蒸発状態は発生していない. 図 12 は実験 L_S3600_IniWet_Ob0 の結果を図 5 と同様に描いたものである. 実験 L_S3600_IniWet_Ob0 は実験 L_S2400_IniWet_Ob0 と同様に完全蒸発状態は発生していない. 発生しない理由を物理量の水平分布を見て考える.



(a) S3600_時間変化_Energy



(b) S3600_時間変化_H2O

図 12. S3600_時間変化

第4章 まとめ

本研究で示された結果によると, AASZ2011 で示された閾値は更に大きな値となる可能性がある. 完全蒸発状態が起こらないことには以下の2つが関係していると考えられる. 1つ目は恒星放射が増加した場合, 赤道域での惑星放射が増加し, 惑星は放射平衡となり得るために極域の温度が上昇しない. 2つ目は自転軸傾斜角が0であるために極域に恒星放射が小さく, 極域の温度が上昇しない. この2つの理由から極域で水が蒸発しないためと考えられる.

大気循環を考察するには DCPAM によって次にあげる実験の結果を比較する必要があると思われる.

地球の実験 太陽定数, 自転軸傾斜角, 海陸分布が地球

水惑星実験 太陽定数, 自転軸傾斜角が地球のもの, 全惑星表面は水惑星設定

A.S1365.IniWet.Ob0 実験 太陽定数が地球のもの, 自転軸傾斜角が0, 全惑星表面は水惑星設定

L.S1365.IniWet.Ob0 実験 太陽定数が地球のもの, 自転軸傾斜角が0, 全惑星表面は陸惑星設定, 総水量が一定

L.S1900.IniWet.Ob0 実験 太陽定数が1900, 自転軸傾斜角が0, 全惑星表面は陸惑星設定, 総水量が一定

L.S2400.IniWet.Ob0 実験 太陽定数が2400, 自転軸傾斜角が0, 全惑星表面は陸惑星設定, 総水量が一定

L.S3600.IniWet.Ob0 実験 太陽定数が3600, 自転軸傾斜角が0, 全惑星表面は陸惑星設定, 総水量が一定

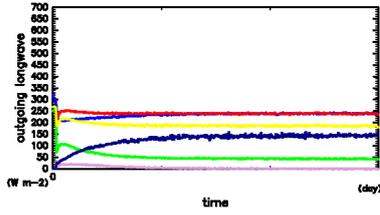
これらの結果を上のものから順にハドレー循環, フェレル循環, 降水帯等に注目しながら実験ごとの変化に着目することが挙げられる. 水循環を考察するには大気循環の様子と関連させながら降水帯や蒸発が起こっている地域を考察する必要があると思われる.

謝辞

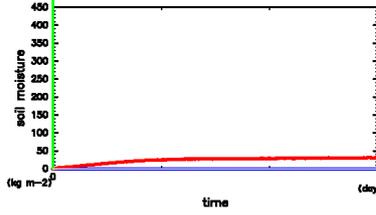
本研究を行うにあたり, 指導教員の石渡正樹教授には研究テーマの決め方から研究の進め方, 論文指導, 学会参加に関する指導など, さらには日常生活に関しても助言をいただきました. 自分が所属する期間に惑星宇宙グループに在籍した教員, 先輩後輩, 同期, 専攻の異なる同期などにも研究に必要な知識や技術, 考え方なども相談に乗っていただきました. 本研究を進めるにあたり協力していただいた皆様にこの場をお借りして心から感謝申し上げます.

付録

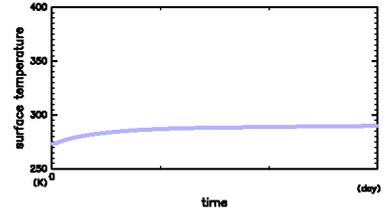
本研究で行った実験の結果を以下で載せる. 時間変化の図では縦軸と横軸がそれぞれ物理量と時間となっている. 水平平均した物理量を実線で示している. 子午面分布の図では縦軸と横軸がそれぞれ地表気圧で規格化した圧力と緯度となっている. 時間経度平均した物理量を色で表している. 水平分布の図では縦軸と横軸がそれぞれ緯度と経度となっている. 時間平均した物理量を色で表している.



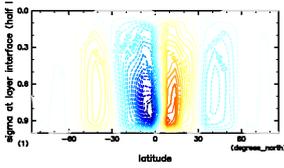
(a) エネルギーフラックスの時間変化.



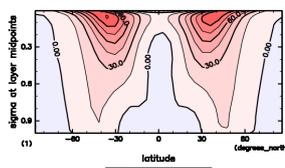
(b) 水量の時間変化.



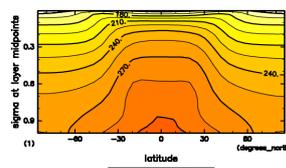
(c) 表面温度の時間変化.



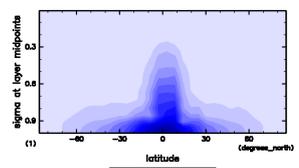
(d) 質量流線関数の子午面分布.



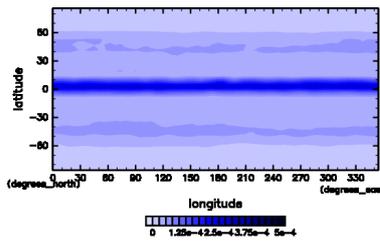
(e) 東西風の子午面分布.



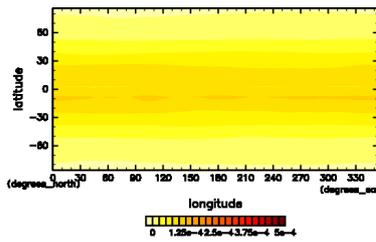
(f) 温度の子午面分布.



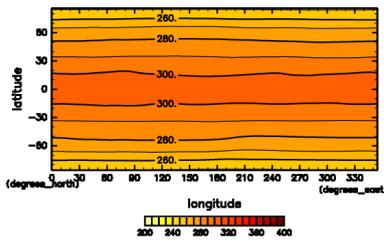
(g) 水蒸気の子午面分布.



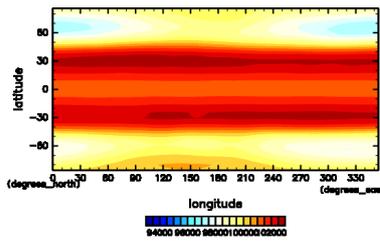
(h) 降水フラックスの水平分布.



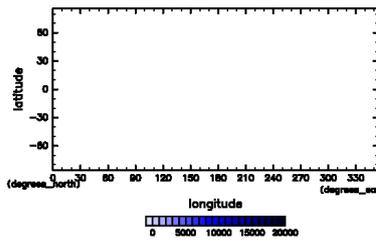
(i) 蒸発フラックスの水平分布.



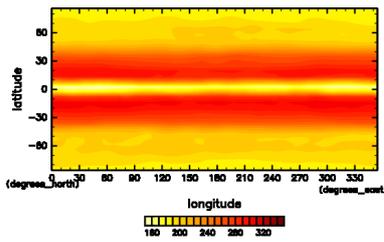
(j) 表面温度の水平分布.



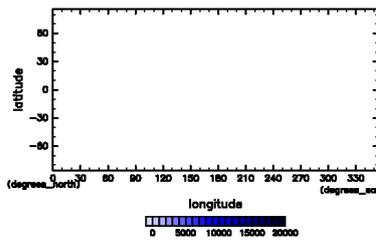
(k) 地表気圧の水平分布.



(l) 土壌水分の水平分布.



(m) 惑星放射の水平分布.



(n) 積雪の水平分布.

図 13. 実験 A_S1365_IniWet_Ob0 の結果.

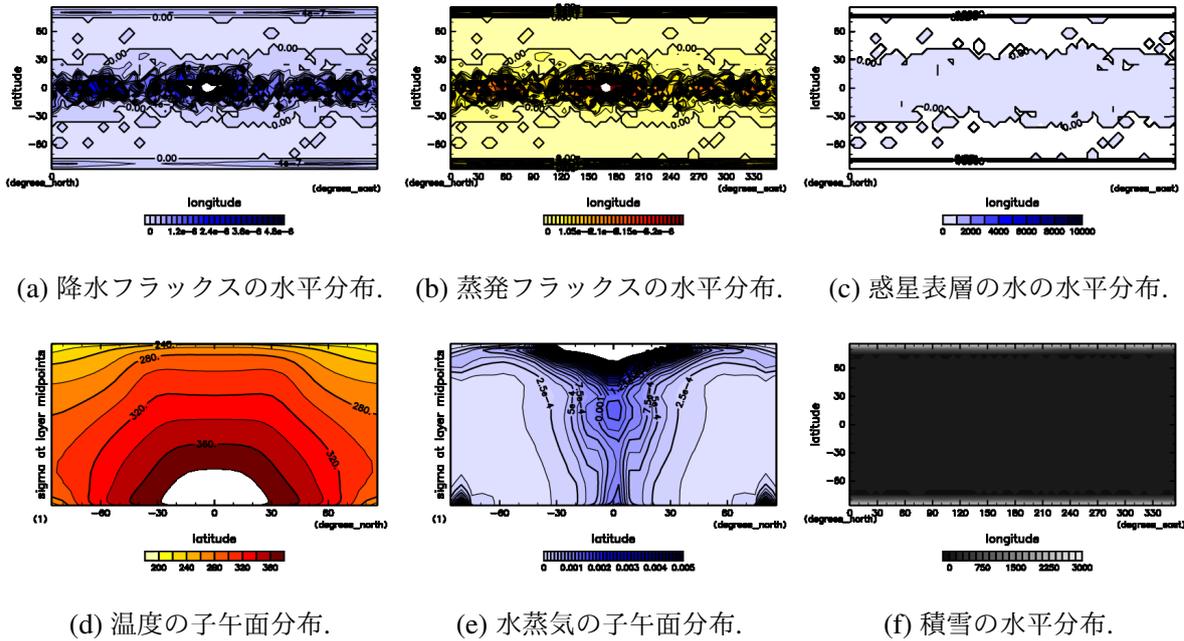


図 14. 実験 L_S3600_IniWet_Ob0 の解における年平均した物理量の分布である. 図によつて縦軸と横軸は異なる.

参考文献

- [1] Abe, Y., Abe-Ouchi, A., Sleep, N. H., Zahnle, K. J. (2011). Habitable zone limits for dry planets. *Astrobiology*, 11(5), 443-460.
- [2] Arakawa, A., Suarez, M. J. (1983). Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Monthly Weather Review*, 111(1), 34-45.
- [3] Bourke, W. (1988). Spectral methods in global climate and weather prediction models. In *Physically-Based Modelling and Simulation of Climate and Climatic Change* (pp. 169-220). Springer, Dordrecht.
- [4] Chou, M. D., Suarez, M. J., Liang, X. Z., Yan, M. M. H., Cote, C. (2001). A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies.
- [5] DCPAM <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>
- [6] DCPAM5 支配方程式系とその離散化 http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc/basic_equations/pub/basic_equations.pdf

-
- [7] DCPAM5 支配方程式系の導出に関する参考資料 http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc/derivation/pub/derivation.pdf
- [8] Ishiwatari, M., Takehiro, S. I., Nakajima, K., Hayashi, Y. Y. (2002). A numerical study on appearance of the runaway greenhouse state of a three-dimensional gray atmosphere. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(22), 3223-3238.
- [9] Ishiwatari, M., Nakajima, K., Takehiro, S. I., Hayashi, Y. Y. (2007). Dependence of climate states of gray atmosphere on solar constant: From the runaway greenhouse to the snowball states. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D13).
- [10] Nakajima, S., Hayashi, Y. Y., Abe, Y. (1992). A study on the “runaway greenhouse effect” with a one-dimensional radiativeconvective equilibrium model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(23), 2256-2266.